Die mechanische Wärmetheorie mit Rücksicht auf ihre naturwissenschaftliche Bedeutung.

Inaugural-Dissertation

der

philosophischen Facultät der Universität Rostock

vorgelegt

von

Dr. phil. August Schmidt

ordentl. Professor der Physik und Mathematik am Lyceum zu Klausenburg

Rostock.
Carl Boldt's Buchdruckerei.
1873.

Eines der wichtigsten Momente in der gesammten Kulturgeschichte der Menschheit ist ohne Zweifel die Entwickelung der Naturwissenschaft. Wichtig und hochinteressant ist die Geschichte der Naturforschung, indem dieselbe einerseits in's Dunkel der Kindheit des Menschengeschlechtes zurückgreift, andererseits im innigsten Zusammenhange steht mit den gewerblichen, Kunst-, Handels-, religiösen und socialen Bestrebungen, die jedem Zeitalter in der Gesammtentwickelung sein charakteristisches Gepräge verleihen. In der Geschichte der Naturwissenschaften schauen wir — gleichsam in einem meisterhaften Tableau — den Titanenkampf des menschlichen Geistes von seinem ersten Erwachen bis zu seinen heutigen himmelbestürmenden Aeußerungen. Kaum sich der Scholle entwunden, mußte der Mensch in der, in voller Jugendkraft strotzenden Natur auf Erscheinungen stoßen, welche er in Folge des damals viel intensiveren Kampfes um das Dasein ganz und gar nicht außer Acht lassen konnte. So lange der Mensch, in seiner Existenz bedroht, nur für seine Erhaltung zu kämpfen hatte, vermochte er nicht seinen Geist auszubilden und höheren Dingen zuzuwenden; erst als er sich gegen die Gefahren der Außenwelt gesichert und in Verbindung mit Seinesgleichen, dem Gesetze der Nothwendigkeit folgend, einen Theil seiner Freiheit aufgegeben hatte zum Besten eines Gemeinwesens, in welchem er Schutz, Unterstützung und ruhigen Lebensgenuß fand, erst dann konnte er den Blick der unbefangenen, höheren Naturbetrachtung zuwenden. Auf die Natur waren die Menschen zunächst und allein angewiesen; sie war für sie die einzige Quelle ihrer Erkenntnisse. Sie erkannten die Wohlthaten, welche ihnen von der Natur gespendet wurden, indem sie ihnen alles darbot, was sie beburften. Sie beobachteten die Erscheinungen und folgten dem Gange der natürlichen Entwickelungen und von Vorurtheilen noch nicht befangen und von dem Beobachteten rückwärts schließend, er-

langten sie oft die richtigsten Ansichten. So nahmen sie z. B. wahr, daß Licht und Wärme die Grundbedingungen aller Entwickelungen sind und daß von der Sonne ihnen beides verliehen wurde; sie erkannten als zweite Grundbedingung die Feuchtigkeit, zu aller irdischen Lebensentfaltung als unumgänglich nöthig. Ueberall, wohin sie blickten, sahen sie Thätigkeiten, Lebensäußerungen der Natur, welche sie als nahe liegend vergleichen mußten mit ihren eigenen Thätigkeiten, mit ihrem eigenen Leben. Es ist demnach ganz natürlich, wenn ihnen die ganze Natur und alle ihre Theile belebt erschienen; es war dies eine Poesie, wie sie nothwendig dem jugendlichen Menschengeiste entsprießen mußte. Tausende von Naturerscheinungen gaben der Phantasie Stoff genug zu den mannigfaltigsten Dichtungen, welche theilweise bis in unsere Zeit herein sich erhalten haben. Was läßt sich nicht z. B. Alles schon in der Gestaltung und Färbung der Wolken und den aufsteigenden Dünsten sehen und wie mächtig wirken die Naturlaute selbst auf die gebildetsten Menschen! — Vorübergehende Eindrücke gewannen aber bei ihrer Wiederkehr allmälig eine festere Stellung und nahmen mit der Zeit einen allgemeineren Charakter an, obgleich sie, als Grundlage höherer Vorstellungskreise, mit der menschlichen Bildung nach einer in der Anschauungsweise des Volkes liegenden Richtung hin sich später erweitern und verändern mußten. Diese Ansicht einer, in allen ihren Theilen belebten Natur war der Jugend der ganzen Menschheit eigen und so tief begründet, daß sie durch viele Jahrtausende hindurch sich erhalten hat und selbst in unserer Zeit sich noch Anklänge finden. Die Theile des Weltalls nun, als selbstständig und belebt gedacht, waren die höheren Wesen, die der Mensch über sich erkannte; sie waren die Götter und die Geister, von denen er Gunst oder Ungunst, Gutes oder Böses zu erwarten hatte; denn frühzeitig schon unterschied man die guten und bösen Ausflüsse der Naturmächte, sie zeigten sich wechselnd und launenhaft wie die Menschen selbst. Diese Eigenschaft mag nicht wenig dazu beigetragen haben, sie als selbstständige Wesen aufzufassen, indem der Mensch ihre Aeußerungen ganz nach sich beurtheilte. Mit dieser Auffassung war jedoch die Vorstellung einer menschenähnlichen Persönlichkeit

nicht verbunden: die Naturmächte blieben lange Zeit unbegrenzte und unbestimmte Wesen, wie sie sich auch in der Wirklichkeit nicht anders darstellten. Obgleich auf diese Weise die geistige Thätigkeit eine höhere Richtung genommen hatte, so war sie doch über die äußeren Erscheinungen nicht hinausgekommen, Kraft und Materie, Geist und Stoff blieben noch ungetrennt. Die den Sinnen wahrnehmbaren Theile der Welt hatten allmälig in den Vorstellungen der Menschen Leben gewonnen und waren zuletzt in höhere Wesen übergegangen. Die Verehrung dieser kosmischen Götter war der erste Kultus und an den einfachen Glauben knüpfte sich keine Moral: diese war rein gegründet auf die Nothwendigkeit gegenseitiger Rücksichten und Pflichten zur Erhaltung einer gesellschaftlichen Ordnung im eigenen Interesse.

Die kosmischen Götter waren nicht alle von gleicher Wichtigkeit für die Menschen, und es ist daher sehr natürlich, daß sie nicht alle in gleichem Ansehen standen und der gleichen Verehrung genossen. Ebenso verschieden war auch der Grad der Bestimmtheit, mit welchen sie aufgefaßt werden konnten, und hier standen die Himmelskörper voran, denn sie zeigten sich stets als sichtbare und abgeschlossene Wesen. Unter ihnen zeichnete sich besonders die Sonne durch ihre mächtige Wirkung auf die Erde aus; sie war daher ursprünglich bei allen Völkern der höchste Gott und die Verehrung derselben hat sich am längsten in ihrer Reinheit erhalten. Schon die Alten ahnten in ihrer kindlich-naiven Anschauungsweise die weltbewegende Kraft der Licht- und Wärmewirkung und wenn wir auch nicht mehr diesen zwei Naturpotenzen persönliche oder gar göttliche Eigenschaften zuschreiben, können wir doch nicht die bedeutsame Rolle in Abrede stellen, welche Licht und Wärme in unserer religiösen, sprachlichen und Kunst-Symbolik noch bis zum heutigen Tage spielen.

Die beängstigende Ehrfurcht gegen Licht, Wärme u. a. Naturkräfte hinderte die Alten lange an einer experimentellen Durchforschung des naturwissenschaftlichen Gebietes; denn sie glaubten, die Natur berge als persönliches Wesen absichtlich

ihre Geheimnisse, welche man möglicher Weise durch Zwangsmittel oder Hinterlist, auf keinen Fall aber ungestraft ergründen kann. Und verzeihen wir auch den Spruch des Dichters: „was sie Dir nicht offenbaren mag, zwingst Du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben“, muß es uns doch Wunder nehmen, daß der griechische Weise und Philosoph — wohl einer der nüchternsten — sich über die Naturforschung seiner Zeit derart äußerte, es könnte den Göttern nur unangenehm sein, wenn die Menschen das zu erspüren suchten, was jene ihnen nicht offenbaren wollten.[1]) Freilich waren damit nicht alle Zeitgenossen einverstanden, und so wurde unser Zeitalter Augenzeuge einer wissenschaftlichen Entwickelung, welche von einer in der Wärmelehre aufgetauchten Idee ausgehend, eine vollständige Umwälzung und Neugestaltung in unseren Ansichten über Natur und Naturgesetze hervorzubringen berufen ist. Diese auf einem unscheinbaren Punkte entstandene Umwälzung verbreitete sich nach und nach über alle Gebiete unserer bisherigen Naturerkenntniß und hat zur Zeit manche Wissenszweige von ganz verschiedentlicher Tendenz umgestaltet oder denselben eine andere Richtung gegeben; manche paradox scheinende Thatsachen der Empirie durch das Band der mathematischen Analyse zu einem harmonischen Ganzen verschlungen; die Mechanik, Physik, Chemie, Physiologie, kurz die gesammte Naturwissenschaft wurde in den Zauberkreis der neuen Theorie gezogen. Sie erklärt Erscheinungen, welche den Charakter der Naturnothwendigkeit entbehrend, Resultate des Zufalls oder der Willkür eines höheren Wesens zu sein schienen. Die neue Theorie, welche in Deutschland gewöhnlich „mechanische Wärmetheorie“ in England und Frankreich „Thermodynamik“ genannt wird, verdankt ihre Enstehung und Begründuug hauptsächlich den Bemühungen R. Mayer's und Joule's und macht schon zur Stunde ihren weittragenden Einfluß auf socialem Gebiete in materieller und intellectueller Hinsicht geltend.

---

[1]) Xenophon, Memorab. IV. 7 läßt den Sokrates sagen: οὔτε γὰρ εὑρετὰ ἀνθρώποις αὐτὰ ἐνόμιζεν εἶναι, οὔτε χαρίζεσθαι θεοῖς ἂν ἡγεῖτο τὸν ζητοῦντα ἃ ἐκεῖνοι σαφηνίσαι οὐκ ἐβουλήθησαν.

Die Koryphäen der modernen Naturwissenschaft, wie: Clausius,[1]) Helmholtz,[2]) Thomson,[3]) Tait,[4]) Rankine,[5]) Zeuner,[6]) Tyndall,[7]) Maxwell,[8]) Stewart[9]) u. a. haben sich um den Ausbau und die Popularisirung der neuen Theorie glänzende Verdienste erworben.

Die mechanische Wärmetheorie untersucht die zwischen Materie und Wärme obwaltenden Bedingungen des statischen und dynamischen Gleichgewichts, sowie auch deren ursächlichen Zusammenhang.

Vor nicht langer Zeit sagte ein rühmlichst bekannter Naturforscher bei feierlicher Gelegenheit, daß eine jede merkwürdige Entdeckung auf dem Gebiete der exacten Naturwissenschaften nur das Resultat langwieriger mit unermüdeter Ausdauer bewerkstelligter Messungen sei. Für diese Behauptung ist die mechanische Wärmetheorie wohl eines der glänzendsten Belege. Wie könnte man denn auch anders im Sinne der obigen Definition zwei ganz heterogene Kräfte, wie: Wärme und mechanische Energie auf einander beziehen, als durch vorausgehende quantitative Bestimmungen oder genaue Messungen der in ursachlichem Zusammenhange stehenden ungleichartigen Naturerscheinungen? Dabei kommt es aber hauptsächlich auf die Wahl einer zweckmäßigen Maßeinheit an, was oft mit unübersteiglichen Schwierigkeiten verbunden ist.

Die Wärmewirkung äußert sich vorzugsweise durch Temperaturerhöhung, weßhalb man für den ersten Moment geneigt

---

[1]) Abhandlungen über die mech. Wärmetheorie 1864. Ueber den 2. Hptsz. der mech. Wärmetheorie. 1867.

[2]) Das Princip der Erhaltung der Kraft. 1847.

[3]) On an universal tendency in nature to the dissipation of mechanical energy (Phil. Mag. 1852).

[4]) On Thermodynamics. 1868.

[5]) On the Reconcentration of the mechanical energy of the Universe (Phil. Mag. 1852).

[6]) Mechanische Wärmetheorie. 1866.

[7]) Heat as a mode of motion. 1870.

[8]) Theory of Heat. 1872.

[9]) Elementary Theatise on Heat. 1866.

wäre, die absolute Temperaturerhöhung als Wärmemaß anzunehmen. Man braucht sich jedoch nur an die bedeutende Wärmemenge zu erinnern, welche man dem schmelzenden Eise, ohne die geringste Temperaturerhöhung zu bewirken, mittheilen kann. Die Angabe des Thermometers verräth also nur die in einem Körper vorhandene freie Wärme; die zur Hervorbringung einer gewissen Temperatur aufgewendete Wärmemenge gibt das Thermometer unmittelbar nicht an. Die mitzutheilende Wärmemenge und die damit verbundenen Veränderungen sind aber theils von der Temperatur, theils von der Masse des Körpers abhängig. Durch Verbindung dieser zwei Elemente kommen wir in den Besitz einer Maßeinheit, welche allen Anforderungen der Präcision genügt und nennen wir in Zukunft eine Wärmeeinheit oder Calorie diejenige Wärmemenge, welche 1 Kilogramm Wasser von 0° C. auf 1° C. erwärmt.

Die mechanische Energie drücken wir durch die von derselben verrichtbaren Arbeit aus. Was versteht man also unter der Arbeitseinheit? „Kraft" und „Arbeit" sind wohl zwei der gebrauchtesten Wörter in der höheren und niederen Sprache, ohne darunter einen mit mathematisch-logischer Genauigkeit definirten Begriff zu verstehen. Unter Kraft versteht man im Allgemeinen die Ursache der materiellen Bewegung; unter mechanischer Energie versteht die neuere Physik die aus einer materiellen Bewegung resultirende Arbeitsfähigkeit. Es ist hier nicht mein Zweck, mich in eine Discussion darüber einzulassen, ob, wie von Anhängern des Materialismus behauptet wird, die materielle Bewegung wieder nur Ergebniß einer materiellen Bewegung sein könne; ob z. B. ein freigelassener Stein durch die Moleküle einer auf denselben eindringenden, übrigens unbekannten Substanz veranlaßt werde; oder aber ob irgend welche von der Materie verschiedene Principien oder Potenzen existiren, welche auf den dynamischen Zustand derselben Einfluß nehmen.

Unter übrigens gleichen Umständen ist die Wirkung einer, auf einen Körper einwirkenden Kraft durch die Intensität der Kraft und den vom beeinflußten Körper zurückgelegten Weg bestimmt so, daß, je größer die Kraft oder der Weg, ebenso

vielmal größer stellt sich auch die Wirkung heraus, weshalb das Product aus Kraft (Gewicht) und Weg (Längemaß) die **Arbeitsgröße** oder kurz die **Arbeit** der Kraft vollkommen bestimmt. Oder analytisch: Ph bestimmt die Arbeitsgröße, wenn man mit P die auf den bewegten Körper einwirkende Kraft, mit h den vom Körper zurückgelegten Weg bezeichnet. Die Einheit der Arbeitsgröße wird also passend durch die Erhebung eines Kilogramms auf eine Höhe von 1 Meter repräsentirt und dem entsprechend **Meterkilogramm** genannt.

Ein von der Höhe h fallender P Kil. schwerer Körper verrichtet die Arbeit Ph und erreicht unterdessen die Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{2gh}$$

woraus $mv^2 = 2mgh = 2Ph$ folgt. mv^2 ist aber die durch Aufwendung von 2 Ph Arbeitseinheiten entstandene lebendige Kraft, woraus wieder folgt, daß ein mit der Geschwindigkeit v aufwärts geworfener Körper sich zur Höhe h erhebt, wo seine Geschwindigkeit = 0 wird, d. h. jeder Körper, welcher während seiner Bewegung Geschwindigkeit verliert, verzehrt lebendige Kraft, sammelt aber Arbeit an, indem die hierbei entwickelte Arbeit nicht verloren geht, sondern durch Freilassung des Gewichtes P letzteres wieder die Geschwindigkeit v erreicht und unterdessen die Arbeit Ph verrichtet. So verzehrt z. B. der auf den Ambos fallende Hammer Arbeit, während die Moleküle des Amboses insgesammt die lebendige Kraft $\Sigma\, mv^2$ erhalten. Diese Schwingungen der Moleküle würden ewig dauern, wenn sie nicht durch Mittheilung an die umgebende Luft, die Mauern und den Boden der Werkstatt zerstreut würden und geben genau wieder die Arbeit des Hammers, wenn sie gesammelt werden könnten. — Die Arbeit einer tönenden Saite besteht in den ringsum entstehenden Schallwellen.

Lassen wir nun den Hammer auf einen Bleiblock fallen, welcher wegen seiner geringen Elasticität keine erhebliche Schallbewegung hervorbringt, weshalb man geneigt sein könnte an die Vernichtung von Arbeit zu denken. Hier haben jedoch die Bleimoleküle eine anderartige, nur für den Tastsinn wahrnehmbare Bewegung erhalten, welche sich in Gestalt von

Wärme zu erkennen giebt. Auch diese Schwingungsbewegung zerstreut sich im Weltraum ohne wieder gesammelt werden zu können. Daß die verbrauchte Arbeit größtentheils in Wärme verwandelt wird, dafür liefern Belege noch folgende Beispiele: Rumford hat bei Gelegenheit des Kanonenbohrens gefunden, daß durch Ausbohrung von 1 Gramm Bronce oder Kanonengut 1156 Wärmeeinheiten entwickelt werden. — Ein Kautschukband erwärmt sich durch die beim Ausdehnen verbrauchte Arbeit und kühlt sich ab beim Zusammenziehen. — Ein in schneller Drehung befindliches Schaufelrad erhöht die Temperatur des umgebenden Wassers. Rumford, Joule und Hirn haben durch geschickte Beseitigung aller störenden Einflüsse die Identität oder Aequivalenz von Wärme und Einheit vermittelst mehrerer Versuchsreihen festgestellt und gefunden, daß zur Darstellung einer Calorie eine Arbeit von 424 Meterkilogramm erforderlich sei. Es ist daher die durch Q Wärmeeinheiten verschwundene Arbeit

$$E = 424\, Q \text{ woraus } Q = \frac{1}{424}\, E$$

wo $\frac{1}{424}$ die einer Arbeitseinheit äquivalente Wärmeeinheit ist und mechanisches Wärmeäquivalent genannt kurz mit A bezeichnet werden soll. Bezeichnen wir ferner den zur Wärmebewegung verbrauchten Theil der Gesammtarbeit mit W, den zur Verschiebung der Moleküle aufgewendeten J, den zur Ueberwindung des äußeren Druckes erforderlichen Theil mit C, so ist:

$$E = W + J + L$$

oder die Summe $W + J = U$ gesetzt

$$E = U + L$$

wo U die innere, L die äußere Arbeit bedeutet.

Es ist daher die Grundgleichung der mechanischen Wärmetheorie:

$$Q = A\,(U + L) \;\ldots\; \text{I.}$$

In der Gleichung

$$E = W + J + L$$

kann der eine oder andere Addend verschwinden oder auch negativ werden, was folgende Beispiele erklären. Unter Temperatur versteht man im Sinne der mech. Wärmetheorie die Schwin-

gungsintensität oder richtiger die lebendige Kraft der schwingenden Moleküle. Wenn also die Temperatur eines Körpers durch die ihm zugeführte Wärme nicht verändert wird, wie dies z. B. beim schmelzenden Eise der Fall ist, so hat man der obigen Erklärung zufolge: W = 0 und die zugeführte Wärmemenge, welche beispielsweise beim Eise für 1 Kg. 79 Calorien beträgt, ist unter dem Namen latente oder Schmelzungswärme bekannt. Wenn man einer Wassermasse von 1 Kg. und 0° Temperatur 550 Wärmeeinheiten zuführt, steigt zwar die Temperatur bis 100° C., von hier ab bleibt die Temperatur constant und man erhält Dampf von 100° C. Auch hier ist W = 0.

Wasser von 0° auf 4° C. erwärmt, zieht sich zusammen, die Theilchen nähern sich einander, weshalb die gegen den äußeren Druck z. B. Luftdruck zu entwickelnde Arbeit L negativ wird, oder mit andern Worten: Der äußere Druck kommt hier der Wärme zu Hilfe, so daß, je größer der Außendruck, desto weniger Wärme zur Erhöhung der Temperatur von 0° auf 4° C. nothwendig ist. -- Beim schmelzenden Eis erreicht die negative äußere Arbeit einen noch größeren Werth und Mousson hat durch einen scharfsinnigen Versuch gezeigt, daß der Schmelzpunkt des Eises durch 13900 Atmosphären um 18° herabgedrückt wird. — Gußeisen und Wismuth ziehen sich während des Schmelzens gleichfalls zusammen. Das auffallendste Beispiel indessen, wie ein Körper beim Erwärmen sein Volumen verringert, zeigt nach W. Thomson das vulcanisirte Kautschuk. Wenn man eine Röhre von diesem Material an einem Ende befestigt und an das andere Ende ein Gewicht von 10 und mehr Pfund hängt, so wird letzteres bei der Erwärmung schnell gehoben. Hier sieht man also recht deutlich, wie die verrichtete äußere Arbeit negativ ist.

Vermehrter Druck kann auch den Schmelzpunkt erhöhen. Wenn sich ein Körper unter den gewöhnlichen Umständen bei Zuführung von Wärme ausdehnt, so muß diese Ausdehnung, wenn er einem stärkeren Drucke, als dem der Atmosphäre ausgesetzt ist, kleiner werden, vorausgesetzt, daß die zugeführte Wärme dieselbe sei. Und umgekehrt, soll die Ausdehnung dieselbe sein, so hat man die zugeführte Wärme zu vermehren.

Wenn daher ein Körper, der beim Uebergange aus dem festen in den flüssigen Zustand, also beim Schmelzen, der allgemeinen Regel folgt, sich also ausdehnt, so muß seine Schmelztemperatur steigen, wenn er einem größeren Drucke ausgesetzt wird. Denn in diesem Falle wird die äußere Arbeit (L), die bei der Ausdehnung zu verrichten ist, größer, mithin muß die zugeführte Wärmemenge Q auch um so größer werden. Auch diese theoretischen Betrachtungen sind durch vielfache Versuche bestätigt worden. So erhielt z. B. Hopkins für die Schmelztemperatur verschiedener Substanzen unter veränderlichem Drucke folgende Werthe:

Druck in Atmosphären	Schmelztemperatur	
	Wachs,	Schwefel
1	64,5° C.	107° C.
519	74,5° C.	135,2° C.
792	80,2° C.	140,5° C.

Entziehen wir einem Körper Wärme, so treten natürlich die entgegengesetzten Erscheinungen ein; es vermindert sich also im Allgemeinen die Schwingungsarbeit, es tritt also eine Abnahme der Temperatur ein; ferner rücken die Schwerpunkte der Moleküle näher zusammen und endlich wird die verrichtete äußere Arbeit negativ. Die Gleichung I. erhält demnach die Gestalt:

$$-Q = A(-W - J - L).$$

Sowie aber nun in Gleichung I. verschiedene Glieder in der Klammer 0 oder negativ sein konnten, so kann hier der eine oder andere Summand 0 oder positiv sein.

Ein Beispiel hierfür haben wir am Wasser. Wird dies von 4° bis 0° erkaltet, so zieht es sich nicht zusammen, sondern dehnt sich aus, es verrichtet also in der That eine äußere Arbeit, indem es den Atmosphären-Druck nach außen schiebt; demnach ist hier L positiv. Noch größer wird diese äußere Arbeit, wenn wir dem auf 0° erkalteten Wasser seine latente Schmelzwärme entziehen und dasselbe in Eis von 0° verwandeln. In diesem Falle bleibt dann die Schwingungsarbeit oder die fühlbare Wärme dieselbe, es ist also W = 0. Da aber hier W = 0 und L sogar positiv ist, so muß J einen um

so größeren negativen Werth haben, d. h. es müssen sich die Moleküle um so stärker anziehen. Wir können uns dies nur erklären, indem wir annehmen, daß sich dieselben in einer bestimmten, gesetzmäßigen Weise anordnen, indem das Eis also ein krystallinisches Gefüge erhält.

Da beim Erstarren der meisten andern Körper eine Zusammenziehung stattfindet, so ist hier die verrichtete äußere Arbeit negativ, wenn ihnen ihre latente Schmelzwärme entzogen wird, also die Abnahme ihrer Schwingungsarbeit = 0 ist. Für diese Körper muß bei derselben Wärmeentziehung die Anziehungskraft der Moleküle verhältnißmäßig weniger zunehmen, als beim Wasser.

Auch wenn ein Dampf seine latente Verdampfungswärme verliert und wieder zu der Flüssigkeit wird, aus der er entstanden ist, ist die Abnahme seiner Schwingungsarbeit oder die seiner fühlbaren Wärme = 0; wir sagen in diesem Falle bekanntlich, der Dampf sei condensirt worden. Da nun durchschnittlich die Dämpfe einen ungleich größeren Raum einnehmen, als die Flüssigkeiten, aus denen sie gebildet wurden, so muß bei ihrer Condensation die äußere Arbeit L einen sehr großen negativen Werth erhalten. Bekanntlich hat Papin und Newkomen diese Idee zuerst praktisch verwerthet durch Erbauung der atmosphärischen Maschine, die Watt erst später in eine wirkliche Dampfmaschine verwandelte.

Wenn bei irgend einer Verwandlung keine Arbeit verrichtet oder aufgewendet wird, entsteht oder verschwindet auch keine Wärme, wie dies Joule durch folgenden Versuch bestätigte.

Er bediente sich zu dem Ende zweier kupferner Ballons, von mehreren Kubikmetern Inhalt, welche durch eine Röhre, die mit einem Hahn versehen war, in Verbindung standen. Beide stellte er in ein Gefäß mit Wasser, dessen Temperatur direct vor und nach einem jeden Versuche genau bestimmt wurde. Indem er durch Schließung des Hahns die beiden Ballons außer Communication gesetzt hatte, comprimirte er in dem einen die Luft auf etwa 21 Atmosphären, während der andere vermittelst einer Luftpumpe luftleer gemacht wurde. Darauf öffnete er den Hahn und ließ nun die verdichtete Luft aus dem

einen Ballon in den andern strömen, so daß zuletzt die Luft in beiden eine gleiche Spannung hatte. Er fand dann, daß weder eine Vermehrung noch eine Verminderung der Temperatur eingetreten war; denn das Wasser, in welchem sich die beiden Ballons befanden, gab vor und nach einem jeden Versuche denselben Wärmegrad an.

Man kann sich diese Erscheinung auf folgende Weise erklären. Sobald ein Theil der Luft aus dem einen Ballon in den andern übergegangen ist, hat allerdings die nunmehr zufließende Luft eine mechanische Arbeit zu verrichten, nämlich die bis dahin eingeströmte Luft zu verdichten; es wird also in dem einen Ballon, wo sich die Luft verdünnt, eine Temperaturerniedrigung, in dem andern aber, wo eine Verdichtung der Luft eintritt, eine Erhöhung der Temperatur stattfinden, und diese Erhöhung wird jener Erniedrigung vollkommen gleich sein, so daß im Ganzen weder Wärme verloren geht, noch gewonnen wird.

Daß in der That in dem einen Ballon, aus welchem die comprimirte Luft ausströmt, die Temperatur sinkt, und im andern, wo sie verdichtet wird, steigt, bewies Joule dadurch, daß er die beiden Ballons in zwei getrennte Wasserbehälter brachte und deren Temperatur vor und nach den Versuchen genau bestimmte.

Dieser Versuch gibt auch einen eclatanten Beweis ab für die mechanische Wärmetheorie gegenüber der Stoffanschauung der Wärme, da beim Ueberströmen der Luft in den leeren Behälter durch Verdünnung des supponirten Wärmestoffes nothwendig eine Temperaturerniedrigung hätte eintreten müssen. —

Aus dem Gesagten geht hervor, daß Gleichung I. auch diejenigen Fälle mit inbegreift, welche bisher als Ausnahmen behandelt wurden; daß also obige Gleichung im Besitze einer vollkommenen Allgemeinheit die Höhe eines Naturgesetzes erreicht.

Dieses Princip gestattet eine unzählige Menge hochwichtiger Schlüsse und Folgerungen, wovon hier unserem speciellen Zwecke entsprechend, nur Folgendes stehe.

Bekanntlich wächst das Volum der Luftarten um $\frac{1}{273}$, wenn die Temperatur um 1^0 erhöht wird; es muß also auch die durch den Anprall der Luftmoleküle gegen die Gefäßwände zur Wirkung gelangte lebendige Kraft um $\frac{1}{273}$ ihres früheren

Betrages wachsen; das Entgegengesetzte geschieht bei der Abnahme der Temperatur, weshalb für eine Temperatur von — 273° die lebendige Kraft, also auch die Wärmeschwingungen der Luftmoleküle verschwinden. Man nennt — 273° C. den absoluten Nullpunkt der Temperatur und spielt derselbe in der mechanischen Wärmetheorie eine überaus wichtige Rolle.

Auf Grund des Gesagten läßt sich auch leicht das mechanische Wärmeäquivalent durch Rechnung ermitteln.

Wenn sich die Luft bei ihrer Erwärmung frei ausdehnt und dabei den äußeren Atmosphärendruck überwindet, so beträgt nach Regnault die Wärmemenge, die jedem Kilogramm Luft zugeführt werden muß, um eine Temperaturerhöhung von 1° zu bewirken, 0,23751 Wärmeeinheiten. Dies ist die specifische Wärme der Luft bei constantem Drucke.

Kann sich die Luft bei ihrer Erwärmung nicht frei ausdehnen, bleibt also ihr Volumen dasselbe, so bedürfen wir nur 0,16847 Wärmeeinheiten, um 1 Kilogramm derselben in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen. Diese Wärmemenge nennen wir die specifische Wärme bei constantem Volumen.

Es ist hiernach die Wärmecapacität der Luft bei constantem Drucke $\frac{0{,}23751}{0{,}16847} = 1{,}41$mal größer als die bei constantem Volumen. Diese Zahl ist aus einer Reihe von Beobachtungen, die nach verschiedenen Methoden angestellt wurden, ermittelt.

Der Mehrverbrauch an Wärme von

$$0{,}23751 - 0{,}16847 = 0{,}06904$$

Wärmeeinheiten ist also zur Verrichtung der äußeren Arbeit verwandt worden.

Es befinde sich Luft vom Volum 1 Kubikm. in einem Cylinder, welcher mit einem Kolben von 1 □M. Fläche geschlossen ist. Der Kolben liege also 1 M. hoch über dem Boden des Gefäßes; alsdann wird er sich, wenn die Luft unter demselben auf 273° erwärmt wird, 1 M. hoch erheben, er wird also auch den Luftdruck um dieselbe Strecke fortführen. Dieser Druck beträgt aber bei 0° Temperatur und 760 Mm. Barometerstand 10334 Kilogramm pro Quadratmeter; daher denn die Leistung der sich ausdehnenden Luft:

$$10334 \times 1 = 10334 \text{ Meterkilogramm.}$$

Nun wog diese Luftmasse 1,29318 Kilogr., es wird hiernach die Leistung von 1 Kilogr. Luft unter denselben Umständen

$\frac{103{,}4}{1{,}29318} = 7991{,}15$ Meterkilogr.

betragen. Für eine Erwärmung von 0^0 auf 1^0 wird mithin diese Arbeit $\frac{7991{,}15}{273} = 29{,}272$ Meterkilogramm betragen. Eine Arbeit von 29,272 Meterkilogr. muß also durch eine Wärmemenge von 0,06904 Wärmeeinheiten hervorgebracht werden. Demnach müssen wir im Stande sein mit 1 Wärmeeinheit eine mechanische Arbeit von $\frac{29{,}272}{0{,}06904} = 423{,}98$ Meterkilogramm zu erzeugen. Dies Resultat stimmt fast vollkommen mit demjenigen überein, welches Joule als Mittelwerth aus einer großen Reihe von Versuchen gefunden hat. Wir können nun auch leicht eine allgemeine Formel für das mechanische Wärmeäquivalent herleiten. Bezeichnen wir die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen, also die Zahl 0,16817 mit C_v, die bei constantem Drucke, also 0,23751 mit C_p, so repräsentirt die Differenz $C_p - C_v$ diejenige Wärmemenge, welche die Arbeit von 29,272 Meterkilogramm oder allgemein die Arbeit R liefert. Verwenden wir also 1 Wärmeeinheit, so erhalten wir die mechanische Arbeit (das mech. Wärmeäquivalent) $\frac{1}{A}$ aus der Proportion:

$$C_p - C_v : 1 = R : \frac{1}{A}.$$

Es ist also:

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{C_p - C_v}.$$

Da $C_p = 1{,}41\, C_v$ ist, so entsteht, wenn man statt der Zahl 1,41 die allgemeine k substituirt

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{C_v k - C_v}$$

oder, da es gebräuchlicher ist, C_v ohne Index zu schreiben:

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{c\,(k-1)} \quad . \; . \; . \; \mathrm{I}.$$

Legt man der vorstehenden Rechnung die älteren Bestimmungen der specifischen Wärme bei constantem Drucke

von Delaroche und Bérard zu 0,267 zu Grunde, so erhält man eine kleinere Zahl für das mechanische Wärmeäquivalent. Auf diese Weise erklärt es sich, daß Mayer (1842) hiefür die Zahl 365, Holtzmann (1845) 374 und Clausius (1850) 370 fand.

Um nun die mechanische Arbeit zu berechnen, welche die Luft während ihrer Ausdehnung verrichtet, müßte man annehmen, daß sich das Volumen v nach und nach um ein unendlich Kleines vermehre und müßte dann für jedes so erhaltene Volumen die Spannung ermitteln. Alsdann dürfte man den Druck während einer unendlich kleinen Zunahme des Volumens als constant betrachten und man würde die Arbeit für diese Zunahme erhalten, wenn man den Druck mit derselben multiplicirte. Bildete man so die Producte aller Spannungen in die Volumenzunahmen, so würde die Summe derselben die mechanische Arbeit vorstellen.

Eine derartige Summation kann man am kürzesten durch Integration ausführen. Jedoch will ich, dem populären Zwecke dieser Skizze entsprechend, hier eine elementare Ableitung der hieher gehörigen Formeln darstellen.

Es sei ein Cylinder mit einem Kolben luftdicht geschlossen, dessen Querschnitt F □M. betragen möge. Derselbe stehe um d_0 Meter vom Boden ab. Die Luft unter demselben besitze die Spannung p_0. Nachdem der Kolben heruntergedrückt worden, möge er noch um d_1 vom Boden entfernt sein; die Spannung sei inzwischen von p_0 auf p_1 gestiegen.

Zufolge des Mariotte'schen Gesetzes ist nun:

$$F d_0 \, p_0 = F d_1 \, p_1 \text{ also}$$

$$p_1 = \frac{d_0}{d_1} p_0.$$

Wird der Kolben nun um eine sehr kleine Strecke δ heruntergedrückt, so darf man annehmen, daß die Spannung p_1 dieselbe bleibe. Die mechanische Arbeit, welche dabei aufzuwenden ist, beträgt dann:

$$F p_1 \, \delta$$

oder wenn wir statt p_1 den obigen Werth setzen:

$$F p_0 \, d_0 \, \frac{\delta}{d_1}.$$

Den Lehren der Logarithmen zufolge ist für eine sehr kleine Größe $\delta : \delta = \text{lognat}\ (1 + \delta) = 2{,}3026\ \text{lognat}\ (1 + x)$. — [Ist z. B. $\delta = \frac{1}{1000000}$ so hat man $\text{lognat}\ (1 + \delta) = (1 + \frac{1}{1000000}) = \text{lognat}\ \frac{1000001}{1000000} = 2{,}3026\ (\text{lognat}\ 1000001 - \text{lognat}\ 1000000) = 0{,}0000099$ d. i. sehr nahe $\frac{1}{1000000}$] oder allgemein nach der logarithmischen Reihe, welche sich auf Grund des Newton'schen Binomialtheorems leicht ableiten läßt:

$$\text{lognat}\ (1 + \delta) = \delta - \tfrac{1}{2}\,\delta^2 + \tfrac{1}{3}\,\delta^3 - \ldots$$

wo man die höheren Potenzen von δ als einer sehr kleinen Größe vernachlässigend erhält:

$$\text{lognat}\ (1 + \delta) = \delta.$$

Ist aber δ sehr klein, so ist es $\frac{\delta}{d_1}$ noch mehr; daher auch $\frac{\delta}{d_1} = \text{lognat}\left(1 + \frac{\delta}{d_1}\right) = \text{lognat}\left(\frac{d_1 - \delta}{d_1}\right) = \text{lognat}\ (d_1 + \delta) - \text{lognat}\ d_1$.

Hiernach können wir auch für die oben gefundene mechanische Arbeit setzen:

$$F p_0\, d_0\ [\text{lognat}\ (d_1 + \delta) - \text{lognat}\ d_1].$$

Dies ist die mechanische Arbeit für jedes kleine Wegtheilchen. Denkt man sich nun den Raum $d_0 - d_1$ in n sehr kleine Theile getheilt, von den jeder δ ist, so erhält man die mechanische Arbeit, welche zur Zusammendrückung der Luft für jeden Theil verwandt wird, wenn man in der letzten Gleichung statt $d_1 + \delta$ nach und nach $d_1 + 2\delta$; $d_1 + 3\delta$ . . . $d_1 + n\delta$ und statt d_1: $d_1 + \delta$; $d_1 + 2\delta$; $d_1 + 3\delta$ . . . $d_1 + (n-1)\,\delta$ setzt. Durch Summation dieser einzelnen Arbeiten entsteht die ganze Arbeit L:

$$L = F p_0\, d_0 \left\{ \begin{array}{l} \text{lognat}\ (d_1 + \delta) - \text{lognat}\ d_1. \\ \text{lognat}\ (d_1 + 2\delta) - \text{lognat}\ (d_1 + \delta). \\ \text{lognat}\ (d_1 + 3\delta) - \text{lognat}\ (d_1 + 2\delta). \\ \text{lognat}\ (d_1 + 4\delta) - \text{lognat}\ (d_1 + 3\delta). \\ - - - - - - - - - - \\ \text{lognat}\ (d_1 + nd) - \text{lognat}\ [d_1 + (n-1)\,\delta]. \end{array} \right.$$

Da sich stets ein Glied rechts in der nachfolgenden Reihe gegen ein Glied links in der vorhergehenden hebt, so hat man:

$$L = F p_0\, d_0\ [\text{lognat}\ (d_1 + n\delta) - \text{lognat}\ d_1].$$

Es ist aber $n\delta = d_0 - d_1$; daher $L = Fp_0\, d_0 \{\text{lognat}\, (d_1 + d_0 - d_1) - \text{lognat}\, d_1\} = Fp_0\, d_0\, \text{lognat}\, \frac{d_0}{d_1} = 2{,}3026\; Fd_0\, p_0\, \text{lognat}\, \frac{d_0}{d_1}$.

Da nun Fd_0 das ursprünglich abgeschlossene Luftvolumen ist, welches mit V_0 bezeichnet werden mag, so ist auch $L = 2{,}3026\; V_0\, p_0\, \text{lognat}\, \frac{d_0}{d_1}$.

Es war aber:

$$Fd_0\, p_0 = Fd_1\, p_1$$

$$\text{oder}\; \frac{d_0}{d_1} = \frac{p_1}{p_0}$$

$$\text{mithin:}\; L = 2{,}3026\; V_0\, p_0\, \text{lognat}\, \frac{p_1}{p_0}.$$

Bezeichnet man ferner das Volumen Fd bei der Spannung p_1 mit V_1, so entsteht, weil $\frac{p_1}{p_0} = \frac{Fd_0}{Fd_1} = \frac{V_0}{V_1}$ ist:

$$L = 2{,}3026\; V_0\, p_0\, \text{lognat}\, \frac{V_0}{V_1}.$$

Endlich ist auch $V_0\, p_0 = V_1\, p_1$, mithin:

$$L = 2{,}3026\; V_1\, p_1\, \text{lognat}\, \frac{V_0}{V_1} = 2{,}3026\; V_1\, p_1\, \text{lognat}\, \frac{p_1}{p_0}.$$

Nun aber dürfen wir auch statt V_0 oder V_1 das specifische Volumen v_0 oder v_1 substituiren und erhalten dann die aufgestellten Formeln.

Es folge nun noch eine elementare Ableitung der Grundgleichung der dynamischen Gastheorie, indem das außerordentliche Interesse der in Rede stehenden Gleichung insbesondere für den Chemiker, dem es meist unmöglich ist einen Cursus über höhere Analysis zu hören, den Wunsch nach einer elementaren Ableitung und somit der Einbürgerung in unseren Mittelschulen rechtfertiget.

Die Gleichung:

$$p = \frac{n\, m\, c^2}{3\, v}$$

welche den Zusammenhang zwischen Anzahl: n Masse: m und

Geschwindigkeit: c der im Volum: v enthaltenen Gasmoleküle und dem durch ihre Stöße auf die Flächeneinheit ausgeübten Drucke: p ausdrückt, wurde bekanntlich zuerst von Krönig[1]) jedoch nur unter der vereinfachenden Annahme, daß sämmtliche Moleküle sich innerhalb eines rechtwinkligen Parallelepipeds und zwar senkrecht auf seine Wände bewegen, abgeleitet. Clausius[2]) hat sodann einen strengen Beweis für den allgemeinen Fall, daß die Stöße unter allen möglichen Richtungen stattfinden, geliefert. Seine Ableitung setzt aber Kenntniß der Integralrechnung voraus.

A. Naumann[3]) hat in seiner Thermochemie einen von Zöppritz zusammengestellten Beweis veröffentlicht, der aber auch nur für gewisse vereinfachende Bedingungen eingerichtet ist.

Pfaundler[4]) hat am 19. Januar 1871 der Wiener Akademie einen allgemeinen Beweis vorgelegt, welcher hier nur für ein kugelförmiges Gefäß reproducirt werden soll, wovon er sich leicht auf den Würfel, Parallelepiped u. s. w. ausdehnen läßt.

Von der Kugel wird natürlich angenommen, daß sie hohl und vollkommen glatt sei.

Der Radius der Kugel sei . . . . . R
die Anzahl der Moleküle . . . . . . n
die Masse eines Moleküls . . . . . m
ihre (mittlere) Geschwindigkeit . . . c
ihr Druck auf die Flächeneinheit . . p.

a) Wir berechnen zuerst den Druck p unter der Annahme, daß alle Moleküle sich durch den Mittelpunkt bewegen. In diesem Falle sind die zwischen zwei Stößen liegenden Wegstrecken

$$= 2\ R.$$

Zur Zurücklegung dieses Weges ist erforderlich die Zeit:

$$t = \frac{2\ R}{c}.$$

---

1) Poggend. Ann. 99, S. 315.
2) Poggend. Ann. 100, S. 353.
3) Grundriß der Thermochemie von A. Naumann, S. 28.
4) Sitzungsber. d. k. k. Akad. der Wissenschaften. LXIII. 3.

Die Anzahl der Stöße für die Zeiteinheit beträgt dann:

$$\frac{1}{t} = \frac{C}{2R}.$$

Die Wirkung eines einzigen Stoßes wird ausgedrückt durch:

$$2\,mc.$$

Es beträgt demnach die Wirkung von N Stößen:

$$2\,Nmc = \frac{mc^2}{R}.$$

Demnach ist die Wirkung von n Molekülen in der Zeiteinheit:

$$= \frac{nm\,c^2}{R}.$$

Diese Wirkung vertheilt sich auf die ganze Oberfläche vom Inhalt:

$$4\,R^2\,\pi.$$

Folglich trifft auf die Flächeneinheit die Wirkung:

$$\frac{nm\,c^2}{4\,R^3\,\pi}.$$

Da nun $v = \frac{4\,R^2\,\pi}{3}$ = dem Volum der Kugel, so ist die Gesammtwirkung aller Stöße in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit, das ist der Druck:

$$p = \frac{nm\,c^2}{3\,v}.$$

b) Moleküle, welche sich nicht durch das Centrum C, sondern nach irgend eine andern Richtung, z. B. AD bewegen, können durch die Reflexionen an der Wand nie aus der Ebene, in der sie sich bewegen, herausgebracht werden, und müssen (wenn sie unterwegs nicht zusammenstoßen) stets gleich lange Wege, wie die Sehne AD zurücklegen. Es läßt sich nun zeigen, daß die Gesammtwirkung sämmtlicher Stöße eines solchen Moleküls ebenso groß ist, wie die eines durch den Mittelpunkt gehenden. Der Weg zwischen zwei Stößen beträgt:

$$2\,R\cos\alpha$$

unter α den durch AD und AC gebildeten Winkel verstanden.

Die Zeit zwischen zwei Stößen beträgt:

$$t_1 = \frac{2\,R\cos\alpha}{c}.$$

Die Anzahl der Stöße in der Zeiteinheit:

$$N_1 = \frac{1}{t_1} = \frac{c}{2\,R\cos\alpha}.$$

Die Wirkung eines Stoßes ist gleich der senkrechten Componente:

$$= 2\,mc\,\cos\alpha.$$

Folglich ist die Wirkung in der Zeiteinheit:

$$= \frac{2\,mc^2\,\cos\alpha}{2\,R\,\cos\alpha} = \frac{mc^2}{R}.$$

Diese Wirkung $\frac{mc^2}{R}$ wurde früher ebenfalls für die in der Zeiteinheit erfolgenden Stöße eines durch den Mittelpunkt gehenden Moleküls gefunden. Es ist demnach unabhängig von der Richtung der Stöße:

$$p = \frac{nm\,c^2}{3\,v}$$

Wird durch Zusammenstöße der Moleküle untereinander ihre Richtung geändert, so kann, da von vorn herein keiner der verschiedenen Richtungen und keinem der Oberflächentheile eine bevorzugte Stellung zukommt, hiedurch bei der großen Anzahl der Moleküle und Stöße in meßbarer Zeit keine bleibende Störung im Druck auf verschiedene Stellen hervorgehen. (Verminderung der lebendigen Kraft der fortschreitenden Bewegung durch nicht centrale Stöße muß durch eine Vermehrung derselben bei andern Molekülen compensirt werden, wie Clausius zuerst ausgeführt hat.) Ebenso ist einzusehen, daß eine vorhandene Rauhigkeit der innern Oberfläche wohl unzählige Einzelabweichungen von der angenommenen regelmäßigen Reflexion, nicht aber eine Aenderung im Gesammtresultate zur Folge haben kann, da angenommen werden muß, daß die Abweichungen nach verschiedenen Richtungen gleich oft vorkommen und sich demnach compensiren.

Eine Aenderung im Gesammtresultate könnte am ehesten bei regelmäßig geformten Körpern mit ganz glatten Wänden vermuthet werden, welche durch ihren Bau Reflexionen nach gewissen Richtungen zu begünstigen scheinen, oder welche in ihrer Form von der Kugelgestalt am meisten abweichen (lang-

gestreckte Räume). Es gilt jedoch das Gesetz auch für beliebig gestaltete Räume, wie es Pfaundler auf elementare Weise an a. O. bewiesen.

Nach Entwickelung der auf elementare Weise behandelbaren Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie, suchen wir nun das Verhältniß zu erörtern, in welchem die erwähnte Theorie zu den übrigen Zweigen der physikalischen Wissenschaft steht.

Von der allgemeinsten der physikalischen Kenntnißzweige — der reinen Mechanik ausgehend, welche mit der empirischen Vorstellung der Kraft an der Spitze ihr ganzes System beinahe rein aus mathematischen Begriffen zusammensetzt, somit einen streng deductiven Charakter besitzt, steht wohl zu erwarten, daß einmal die Wärme als mechanisches Element in die Mechanik aufgenommen, letztere eine wesentliche Umgestaltung erfahren wird.

Nach dem Beispiele unserer Lehrbücher sind wir gewöhnt unter Körper einen mit Materie erfüllten Raum, unter Molekül einen unendlichen kleinen Körper, unter Mechanik den systematischen Inbegriff der statischen und dynamischen Beziehungen der Körper zu verstehen. Der Spur unserer wissenschaftlichen Autoritäten folgend behaupten wir, die Körper seien luftförmig, tropfbar flüssig oder fest, je nachdem sich ihre Moleküle mehr oder weniger frei bewegen können; daß der Druck eines Gases auf die Gefäßwände eine Folge der Molecularstöße seien; endlich daß ein Körper warm oder kalt sei, je nachdem die Schwingungsintensität der Moleküle größer oder kleiner ist und daß Licht, Wärme, Electricität und Magnetismus nur besondere Arten der Bewegung seien. Sowie aber die neueren Errungenschaften der Wissenschaft einestheils außer Zweifel gesetzt haben, daß zwischen den einzelnen Naturkräften ein Zusammenhang, gewissermaßen eine Verwandtschaft bestehen müsse, so fordern sie andererseits, diesen Zusammenhang auf dem gemeinschaftlichen Boden der reinen Mechanik wissenschaftlich zu begründen. Es müssen also Wärme, Licht, Electricität als specielle Fälle einer mechanisch erörterten allgemeinen Bewegung erscheinen, wie auch in Bezug auf Electricität Helmholtz, Thomson, Edlund und Neumann neuestens wichtige Beiträge zur Erreichung des er-

wähnten Zweckes geliefert haben. Wir sind von unserem Ideale, die Naturlehre im Ganzen und Einzelnen deductiv zu gestalten, allerdings noch weit entfernt und werden es auch bleiben, so lange es nicht gelingt, wie zwischen Wärme und mechanischer Energie, so auch andererseits zwischen dieser und den übrigen Naturkräften ein numerisch bestimmtes Aequivalent aufzustellen. Was wir bisher erreicht, reducirt sich auf die präcise Bestimmung des Zieles und die Ueberzeugung über die Möglichkeit seiner Erreichung, was jedenfalls ein hoch anzuschlagender Gewinn ist in eines Jeden Auge, der nur halbwegs eine Ahnung von dem Gange der wissenschaftlichen Entwickelung hat.

Bisher wurde die Mechanik nach den drei Aggregatszuständen der Körper in drei Theile getheilt. Diese Scheidung ist der neuen Theorie gegenüber als ein überwundener Standpunkt zu betrachten und konnte nur so lange aufrecht erhalten werden, als man voraussetzte, daß bei einer gewissen Temperatur jeder Körper den festen Aggregatszustand behaupte, dann bei einer gewissen Temperatur plötzlich in der flüssigen und wieder bei einer bestimmten Temperatur plötzlich in den luftförmigen Zustand übergehe; wie wir dies beispielsweise am Wasser beobachten, welches erwärmt sich immer mehr und mehr, anfangs jedoch langsam ausdehnt, aber bis zum Siedpunkt erhitzt wächst die Entfernung der Moleküle plötzlich um das 1650fache und aus einem Kubikzoll Wasser wird ungefähr ein Kubikfuß Dampf. Dieselbe plötzliche Aenderung beobachtet man, wenn der Luftdruck beseitigt wird. Indessen hat Andrews auf Grund seiner scharfsinnigen Versuche gezeigt, daß der erwähnte Uebergang keineswegs ganz plötzlich geschieht, indem er bewies, daß sowie das Mariotte'sche Gesetz nicht mehr gilt für Gase, welche sich der Verdichtung oder dem tropfbar flüssigen Aggregatszustande nähern, so befolgen auch nicht mehr die festen und tropfbar flüssigen Körper die für feste und tropfbar flüssige Körper bestehenden Gesetze, wenn diese nahe dem Gefrieren oder Sieden, jene dem Schmelzen sind.

Sobald also der Aggregatszustand als bestimmte Function der Wärme in die Mechanik eingeführt sein wird, muß die bisherige Eintheilung derselben nach den drei Aggregatszuständen

fallen. Es handelt sich hier nur mehr um eine genaue Untersuchung der den Uebergang vermittelnden Grenzzustände.

Andrews skizzirt einen seiner diesbezüglichen Versuche auf folgende Weise: Indem man den Druck auf eine Flüssigkeit immer mehr und mehr vergrößert, steigt die Siedetemperatur, und bei gehöriger Verwendung von Druck und Wärme kann man die Flüssigkeit unter verschiedenem Drucke am Siedpunkt erhalten. Ist dies erreicht, so bemerkt man noch eine Zeit lang, daß Dampf und Flüssigkeit durch das Niveau der in einer Röhre befindlichen Flüssigkeit geschieden sind; die scharfe Demarcationslinie verschwindet aber, sobald die Temperatur einen gewissen Grad erreicht; man bemerkt keinen Unterschied mehr zwischen Dampf und Flüssigkeit. Bei niedrigeren Temperaturen wird der Inhalt der Röhre durch eine geringe Zunahme des Druckes flüssig, durch Abnahme desselben dampfförmig; bei höheren Temperaturen konnte durch Aenderung des Druckes die erwähnte Demarcation nicht sichtbar gemacht werden, wie auch für sehr hohe Drucke die Temperaturänderung keine merklichen Aggregatsänderungen hervorbringt.

Es ist zweckmäßig bei diesem Versuche Druck und Wärme so anzuwenden, daß die Röhre zur Hälfte mit Dampf, zur Hälfte mit Flüssigkeit gefüllt sei; bei Erhöhung von Druck und Temperatur verschwindet allmälig das Flüssigkeitsniveau, bis endlich zwischen Dampf und Flüssigkeit keine Scheidungsfläche mehr zu merken ist. Andrews nannte die Demarcationslinie Siedlinie, den diese bestimmenden Temperaturgrad aber Scheidepunkt (critical point).

Andrews hat ferner verschiedene Flüssigkeit einem hohen Drucke unterworfen und gleichzeitig die Temperatur gesteigert; hierauf hat er den Druck beseitigt, ohne daß der Aggregatszustand oder das Volum sich plötzlich veränderte. Andrews nahm endlich Kohlensäure und andere coerzible Gasarten, steigerte ihre Temperatur und unterwarf sie dann einem Drucke; durch plötzliche Abkühlung beobachtete man keine Zustandsänderung und im Endzustande befolgten sie die Gesetze der Flüssigkeiten und kamen in's Sieden wie Flüssigkeiten, von deren Oberfläche man den Druck entfernte.

Andrews' Untersuchungen in Verbindung mit der Oberflächenspannung bei Flüssigkeiten und den verschiedenen Diffusionserscheinungen haben eine schnelle Entwickelung der Molekulartheorie bewirkt, worauf Joule, Clausius und Maxwell die mechanische Gastheorie gründeten, deren Hauptgleichung im Vorgehenden abgeleitet wurde. Thomson hat auf Grund dieser Theorie schon die Bestimmung der Größe der Moleküle in Angriff genommen.

Bekanntlich wird die Wärmemenge, welche einer im Sieden begriffenen Flüssigkeit mitgetheilt wird, nicht zur Erhöhung der Temperatur der Flüssigkeit oder des Dampfes verwendet, d. i. diese Wärmemenge wird latent, was im Sinne der mechanischen Wärmetheorie besagt, daß die zugeführte Wärme Arbeit verrichtet hat, indem sie die Flüssigkeitsmoleküle von einander entfernt und hiebei zugleich den äußeren Druck, welcher auf der Flüssigkeit lastet, überwunden hat. Die Wärme hat sich in Spannkraft oder nach englischen Autoren in potentielle Energie verwandelt, welche wieder in Gestalt von Wärme auftritt, sobald die Moleküle wieder ihre ursprüngliche Lage einnehmen, d. h. wenn der Dampf wieder zu Flüssigkeit wird. Wie also Arbeit zu verrichten ist, wenn wir einen Körper von der Erde heben, also ihn gleichsam von den übrigen Theilen der Erde trennen, ebenso wird auch bei der Trennung der Flüssigkeitstheilchen ein erheblicher Betrag von Arbeit aufgewendet; und wie ein gehobenes Gewicht durch Fallen die in ihm angehäufte Arbeit wieder frei macht, d. h. arbeitsfähig wird, ebenso kann die Potentialenergie der Dampfmoleküle zu Arbeit werden, wenn der Dampf in den tropfbar flüssigen Zustand übergeht. Die zur Bewegung des Mühlrades, Hammers, einer Pendeluhr nöthige Arbeit entsteht gleichfalls aus der potentiellen Energie eines gehobenen Gewichtes. Die Muskelkraft der Hand welche eine Uhr aufzieht, oder vielmehr die durch den Sonnenstrahl in den Nahrungsmitteln aufgehäufte chemische Energie wird in der elastischen Feder zu potentieller Energie, kurz: Energie entwickelt sich immer nur dort wo Energie anderer Art verschwindet und wie Energie nicht

erschaffen, so kann selbe auch nicht vernichtet werden, oder: Die Energie des Weltalls ist constant.

Die Geltung dieses Gesetzes erstreckt sich über alle Naturkörper; seien dieselben organischen oder anorganischen Ursprunges; überall steht fest, daß die gegenseitige Wirkung der Theile eines materiellen Systems die Gesammtenergie desselben weder vermehrt noch vermindert, so daß im Ganzen genommen weder ein Gewinn noch Verlust an Energie entsteht, da sich Energie der einen Art immer in äquivalente Energie anderer Art verwandelt. Dies ist das Hauptgesetz der modernen mechanischen Naturlehre.

Ein Gesetz von gleicher Allgemeinheit und ebenfalls großer Tragweite hat Thomson unter dem Namen „Zerstreuung der Energie (dissipation of Energy)" aufgestellt. So dringen verschiedene Gasarten einander gegenseitig durch, so daß nur von außen hinzugeführte, chemische Energie ihre Trennung zu bewirken im Stande ist. — Ein Gemenge von kalter und warmer Luft gleicht den Temperaturunterschied aus, ohne daß die ursprüngliche Temperatur der Bestandtheile wieder hergestellt werden könnte. In allen derartigen Fällen macht sich ein Streben nach einem bestimmten Grenzzustand geltend, es entstehen nach dem Ausdrucke der Wissenschaft nicht umkehrbare Kreisprocesse. Bei solchen wird Energie zerstreut, ohne wieder auf den ursprünglichen Betrag gebracht werden zu können. Das bewegliche Gleichgewicht der Wärme zweier Körper von ungleicher Temperatur culminirt in einem Grenzzustand, wo beide Körper dieselbe Temperatur besitzen; den Proceß umzukehren oder die ursprüngliche Temperatur wieder herzustellen, steht nicht mehr in unserer Macht. Es kann also Wärme nie vollkommen in Arbeit verwandelt werden, da ein Theil derselben immer durch Leitung oder Strahlung an die Umgebung mitgetheilt wird. Aber auch mechanische Arbeit kann wegen der Reibung und der hieraus entstehenden Wärme nie in ihrem vollen Betrage erwartet werden, indem sich die Reibung bei keiner Arbeitsmaschine beseitigen läßt, woraus die Ungereimtheit des Jahrhunderte hindurch mit staunenswerther Kraft und Zeitaufwande gesuchten Perpetuum mobile erhellt.

Das Princip der Dissipation der Energie läßt sich also von der Wärme auf alle andere Arten von Energie ausdehnen, so daß sich dasselbe ohne Zwang auf den Gebieten der Chemie, Physiologie u. s. w. durchführen läßt. Nicht einmal die Rotation der Erde bleibt in dieser Hinsicht unberührt; ihr Sprößling, die Ebbe und Fluth, verwandeln sich theilweise in Wärme, welche sich unersetzbar in den Weltraum zerstreut.

Wie oben erwähnt gelang Thomson auf der Fährte der mechanischen Wärmetheorie bis zur Größenbestimmung der Moleküle; es umfaßt also dieselbe das unendlich Große und unendlich Kleine; sie zieht das Atom und das Universum in den Bereich ihrer Untersuchung.

Die sog. Festigkeit der Körper ist, wie bekannt, Folge der Cohäsion oder der gegenseitigen Anziehung der Moleküle. Bei der Dehnung einer Eisenstange z. B. muß man die Anziehung der Moleküle durch eine gewisse Kraftanstrengung überwinden, es wird also Arbeit verzehrt. Dieselbe Arbeit verrichtet auch die Wärme, wenn sie die Moleküle aus einander treibend den Widerstand der Molekularanziehung überwindet; die mitgetheilte Wärme hat sich zum Theil in Arbeit verwandelt. Kennt man nun die zur Schwingungsarbeit oder die zur Temperaturerhöhung und die zur äußeren Arbeit verwendete Wärme, was beim gegenwärtigen Stande der Experimentalmethoden nicht unmöglich ist, so findet man durch einfache Subtraction die zur Ausdehnung des Körpers, also zur Ueberwindung der Molekularanziehung erforderliche Wärmemenge, mithin den Betrag jener Anziehung selbst.

Daß diese Anziehung bei festen Körpern beträchtlich sei, wissen wir aus alltäglicher Erfahrung; daß sie aber auch zwischen den sich gegenseitig abstoßenden Molekülen der Gase und Dämpfe besteht, zwischen den Molekülen der Flüssigkeiten sogar kolossale Maßstäbe annimmt, scheint auf den ersten Anblick wenigstens unwahrscheinlich. Vorausgesetzt nämlich, daß die gegenseitige Anziehung der Moleküle von 0°igem Wasser plötzlich aufgehoben werde, so daß nur die abstoßende Wirkung der Wärme zur Geltung gelangt, so müßten die entfesselten Moleküle, wie leicht zu berechnen, einen Druck von 500 Mil-

lionen Kilogrammen auf jedes Quadratmeter der Gefäßwand ausüben. Eine so ungeheure Kraft äquilibrirt die Wärme zwischen den Molekülen des Wassers, von dem man wohl geneigt wäre zu glauben, daß zwischen den Theilchen desselben gar keine Anziehung wirkt. Diese Anziehung ist zugleich der Grund jener beträchtlichen Wärmeabsorption, welche wir beim Verdampfen des Wassers beobachten; wie denn die beim Verdampfen von 1 Klgr. 100°igen Wassers latent gewordene Wärmemenge von 536 Calorien zur Ueberwindung der Molekularanziehung verwendet wurde. Es ist längst bekannt, daß sich das Wasser durch Verdunstung abkühlt, den eigentlichen Grund dieser Erscheinung zu erörtern blieb der mechanischen Wärmetheorie vorbehalten.

Die Thermodynamik bleibt jedoch nicht stehen bei der gegenseitigen Anziehung der Moleküle, sie dringt vor zur innigsten aller Anziehungen, welche die Atome zu Molekülen sich zu vereinigen zwingt. Eindringlichen Forschungen gelang es auch bisher die Molekularanziehung von der chemischen Verwandtschaft zu sondern und in Bezug auf einige Körper unter Zugrundelegung der bei ihnen vorkommenden Wärmeerscheinungen die Kraft in Kilogrammen auszudrücken, womit die Atome sich in ihren verschiedenen Gruppirungen gegenseitig binden. Es unterliegt keinem Zweifel, daß auf Grund des Erwähnten in Kurzem auch die Chemie, welche bisher als Aggregat unzusammenhängender Thatsachen rein als Gedächtnißstudium betrachtet wurde — wenn auch nicht im Sinne der Pantogentheorie Hinrichs' — der mathematischen Analysis zugänglich werden, folglich den Charakter einer exakten Naturwissenschaft annehmen wird. —

Auch die Akustik schmiegt sich ungezwungen an die Ergebnisse der mechanischen Wärmetheorie. Wenn wir nämlich den gewöhnlichen Schallträger, — die atmosphärische Luft im schallerregten Zustande sehen könnten — würden wir merken, daß die Lufttheilchen sich regelmäßig einander nähernd oder von einander entfernend abwechselnde Verdichtungen und Verdünnungen hervorbringen. Durch das Zusammendrücken eines elastischen Körpers wird aber Arbeit verzehrt: der Körper muß

sich erwärmen; bei der Verdünnung geschieht das Entgegengesetzte: der Körper muß sich abkühlen. Es ist also die Verdichtungswelle von höherer, die Verdünnungswelle von geringer Temperatur, als das schallverbreitende Medium im Gleichgewichtszustande. Die abwechselnde Erwärmung und Abkühlung muß also nothwendig die Elasticität der Luft, mithin auch die Höhe und Geschwindigkeit des Schalles modificiren.

Wir begängen einen argen Irrthum, wenn wir den Einfluß dieser geringen Temperaturänderung vernachlässigen zu können glaubten. Es hat namentlich Newton die Geschwindigkeit des Schalles für Luft auf 288 M. bestimmt, Laplace hat durch Berücksichtigung der durch den Temperaturunterschied bewirkten Elasticitätsänderung für dieselbe Größe 340 M. erhalten, welche Zahl mit den experimentell bestimmten Resultaten im besten Einklange steht. Aus der Geschwindigkeit des Schalles kann wieder umgekehrt das mech. Wärmeäquivalent abgeleitet werden, wobei ich bemerke, daß der hieraus berechnete Werth von den Joule'- und Hirn'schen Angaben nur um 0,0025 differirt.

Welche Ergebnisse die Physiologie der mechanischen Wärmetheorie zu verdanken haben werde, läßt sich wohl ahnen, wenn man an die wichtige Rolle denkt, welche die moderne Physiologie der Wärme und Elektricität im Bereiche der organischen Natur zugewiesen hat.

Die aufgeführten Thatsachen liefern den glänzendsten Beweis von der hohen Wichtigkeit, welche die vom Heilbronner Arzte angeregte Idee hinsichtlich sämmtlicher Zweige der Naturwissenschaften hat. Das durch selbe zwischen diesen bestehende Band ist im strengsten Sinne des Wortes objectiv, indem dasselbe sich unmittelbar auf den Grund, also das Wesen der Naturerscheinungen bezieht.